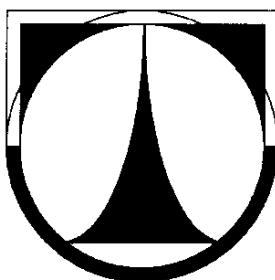


Technická univerzita v Liberci

Fakulta strojní

Katedra energetických zařízení



Diplomová práce

**Identifikace teplotního pole v termoakustickém
generátoru**

(Identification of temperature field in thermo-acoustics generator)

Bc. Martin Veselý

Liberec 2013

Technická univerzita v Liberci

Fakulta strojní

Katedra energetických zařízení

Studijní program: N2301 Strojní inženýrství
Obor: 3901T003 Aplikovaná mechanika
Zaměření: Mechanika tekutin a termodynamika

Bc. Martin Veselý

Identifikace teplotního pole v termoakustickém generátoru

(Identification of temperature field in thermoacoustics generator)

Vedoucí diplomové práce: doc. Ing. Tomáš Vít, Ph.D.
Konzultanti diplomové práce: Ing. Petr Novotný, Ing. Vít Lédl, Ph.D.

Rozsah práce:

Počet stran: 48
Počet obrázků: 19
Počet tabulek: 3
Počet grafů: 0
Počet příloh: 5

V Liberci 24. května 2013

Originál zadání

Identifikace teplotního pole v termoakustickém generátoru

Anotace:

Cílem práce je popsat současný stav poznání v oboru termoakustického jevu, navrhnout a sestavit experimentální zařízení pro měření teplotního pole metodou holografické interferometrie. Dalším úkolem je určení základní výkonové charakteristiky termoakustického generátoru, zpracování a analýza výsledků.

Klíčová slova: termoakustický, holografická interferometrie, teplotní pole

Identification of temperature field in thermoacoustics generator

Annotation:

The objective of thesis is to describe present level of knowledge in the field of thermo-acoustic phenomena, design and make experimental equipment for measuring temperature field by holographic interferometry. Next objective is specification of basic power characteristic of thermo-acoustics generator, elaboration and analysis of results.

Key words: thermo-acoustics, holographic interferometry, temperature field

Prohlášení

Byl jsem seznámen s tím, že na mou diplomovou práci se plně vztahuje zákon č. 121/2000 Sb. o právu autorském, zejména § 60 – školní dílo.

Beru na vědomí, že Technická univerzita v Liberci (TUL) nezasahuje do mých autorských práv užitím mé diplomové práce pro vnitřní potřebu TUL.

Užiji-li diplomovou práci nebo poskytnu-li licenci k jejímu využití, jsem si vědom povinnosti informovat o této skutečnosti TUL; v tomto případě má TUL právo ode mne požadovat úhradu nákladů, které vynaložila na vytvoření díla, až do jejich skutečné výše.

Diplomovou práci jsem vypracoval samostatně s použitím uvedené literatury a na základě konzultací s vedoucím diplomové práce a konzultantem.

Declaration

I have been notified of the fact that Copyright Act No. 121/200 Coll. applies to my thesis in full, in particular Section 60, School Work.

I am fully aware that the Technical University of Liberec (TUL) is not interfering in my copyright by using my thesis for the internal purposes of TUL.

If I use my thesis or grant a license for use, I am aware of the fact that I must inform TUL of this fact; in this case TUL has the right to seek that I pay the expenses invested in the creation of my thesis to the full amount.

I compiled the thesis on my own with the use of the acknowledged sources and on the basis of consultation with the head of thesis and a consultant.

Datum/Date 24. 5. 2013

Podpis/Signature

Poděkování

Tímto bych chtěl poděkovat vedoucímu bakalářské práce Ing. Tomáši Vítovi, Ph.D. a konzultantům Ing. Petru Novotnému a Ing. Vítu Lédlovi, Ph.D. za odborné vedení a cenné připomínky.

Můj dík také patří Ing. Romanu Dolečkovi a Ing. Pavlu Psotovi z fakulty mechatroniky, za pomoc s měřením holografickou interferometrií.

A v neposlední řadě patří můj dík, také mým blízkým, za podporu a zázemí během studia.

Obsah

1	Úvod.....	8
1.1	Termoakustická zařízení	8
1.2	Historie.....	8
2	Teorie.....	11
2.1	Termoakustický jev	11
2.2	Holografická interferometrie.....	25
3	Výroba a měření.....	31
3.1	Návrh experimentálního zařízení.....	31
3.2	Výroba a vývoj experimentálního zařízení.....	33
3.3	Testování funkčnosti a následný vývoj.....	36
3.4	Testování holografické interferometrie.....	37
3.5	Měření teplotního pole bez buzení	40
3.6	Měření teplotního pole s buzením	41
4	Závěr.....	44
5	Literatura	46
6	Seznam použitých symbolů.....	47

1 Úvod

Cílem této práce je popsat současný stav poznání v oboru termoakustického jevu, navrhnout a sestavit experimentální zařízení, na kterém bude provedeno měření teplotního pole metodou digitální holografické interferometrie. Tato metoda umožňuje měřit teplotní pole, aniž by zasahovala do měřené oblasti a tím ovlivňovala procesy uvnitř této oblasti probíhající.

V současné době bylo touto metodou na Technické univerzitě v Liberci měřeno několik termoakustických zařízení, ale dosud nikdy uvnitř té části zařízení, kterou se má zabývat tato práce. Dalším úkolem je určení základní výkonové charakteristiky termoakustického generátoru, zpracování a analýza výsledků.

1.1 Termoakustická zařízení

[1]

Termoakustická zařízení, jsou zařízení pro změnu energie, která dosahují jednoduchosti a zároveň spolehlivosti, použitím akustické energie.

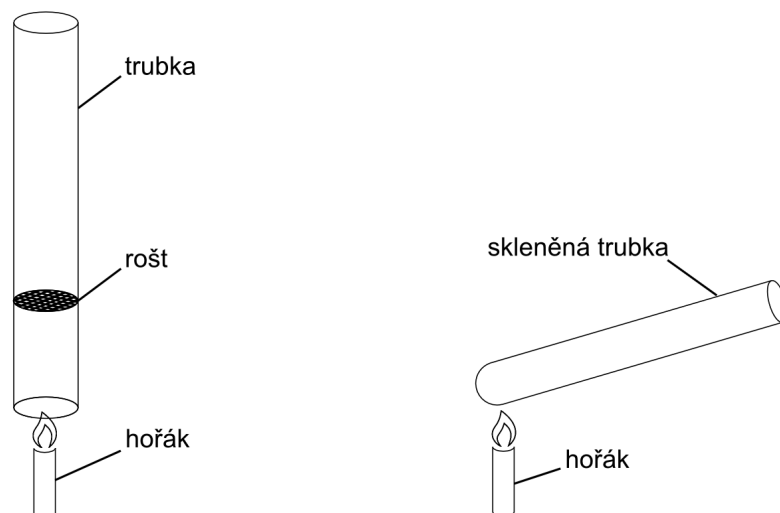
- V termoakustických motorech, se pohybuje teplo ze zdroje s vyšší teplotou ke zdroji s nižší teplotou za vzniku akustické energie (která může být převedena na jiný druh energie použitím převodníku).
- V termoakustických tepelných čerpadlech a chladicích zařízeních je akustická energie použita pro čerpání tepla z nízkoteplotního zdroje na místo s vyšší teplotou.

1.2 Historie

[1]

Historie termoakustických zařízení je dlouhá, ovšem s poměrně málo milníky. Putnam and Dennis popisují experiment Byrona Higginse, který v roce 1777 vyvolal akustické oscilace ve velké píšťale pomocí uvnitř zapáleného vodíkového plamene. Rijke tube – pokračování původní Higginsovy práce bývá využíváno na demonstrativní účely pro vysokoškolské studenty. Higginsův výzkum nakonec vyústil ve výzkum pulsního spalování, jehož aplikace byly použity například ve V1, německé střele v druhé světové válce, nebo pro domácí kotel představený Lennoxem v roce 1982.

Sondhauss tube je nejstarší předchůdce termoakustického motoru. Před více než sto padesáti lety foukači skla upozorovali, že horká skleněná baňka připevněná na chladnou skleněnou trubici emituje zvuk a Sondhauss kvantitativně vyšetřil vztah mezi intenzitou zvuku a rozměrem zařízení. Lord Raileigh popsal toto chování kvalitativně v roce 1896.



Obr. 1.1: Vlevo princip Rijke tube, vpravo princip Sondhauss tube

Jinou verzí termoakustického jevu jsou Taconisovy oscilace, které mohou být zdrojem obtíží v kryogenních zařízeních. Tyto oscilace, často o velmi vysoké amplitudě, mohou nastat, když plynem naplněná trubice dosáhne z pokojové teploty, teploty kryogenní. Taconisovo kvalitativní vysvětlení tohoto fenoménu, se shoduje s vysvětlením Raileighovým. Systematickým zkoumáním těchto oscilací se zabýval Clement a Gaffney. Série měření těchto oscilací provedl Yazuki se svým týmem.

Historie impozantních akustických oscilací v plynu způsobující čerpání tepla a chlazení je dokonce ještě kratší, než historie termoakustických zařízení. Gifford a Longsworth na zařízení zvaném pulse-tube refrigerator dosáhli významného ochlazení aplikací oscilací s velmi nízkou frekvencí a velkou amplitudou tlaku v uzavřené trubici. Nezávisle na tom Merkli a Thomann, pozorovali slabé ochlazení okolo kmitny rychlosti proudění oscilujícího plynu v jednoduchém válcovém rezonátoru a prezentovali přesnou teorii tohoto efektu.

Nejdůležitější pokrok v moderní experimentální termoakustice byl realizován Carterem a jeho spolupracovníky v roce 1962, který vložil vhodné struktury (jako například soubor destiček) dovnitř Sondhausovy trubice a zlepšil tím její výkon. Carterův nápad použil pro svou disertační práci Feldmann, kterému se podařilo sestavit zařízení, které produkovalo 27 W akustického výkonu při tepelném příkonu 600 W.

Teoretická termoakustika začíná v roce 1868, kdy Kirchhoff vypočítal akustický útlum v potrubí způsobený oscilacemi vyvolanými přenosem tepla mezi pevným isothermním potrubím a plynem obsahujícím zvukovou vlnu. Kramers, motivován Taconisovými experimenty, udělal další pokrok, ačkoli se jeho konečné výsledky rozcházely s experimenty o několik řádů. Přibližně dvacet let poté, Rott a jeho spolupracovníci sepsali pozoruhodnou řadu dokumentů, zpočátku zaměřenou na porozumění Taconisovým oscilacím. Nakonec Rott ustanovil základní teorii aplikovatelnou jak na termoakustické motory, tak i na termoakustická tepelná čerpadla a chladicí zařízení.

[2] V osmdesátých letech minulého století začala malá skupinka vědců z Los Alamos, vedená Johnem Wheatleyem a Gregem Swiftem, pracovat na skutečně použitelném zařízení fungujícím na principu termoakustického jevu. Tato laboratoř vyvinula pro praktický výpočet termoakustických motorů vlastní program s názvem DeltaEC.

V současné době se mimo Los Alamos zabývají termoakustikou také například na University of Utah, kde se zabývají miniaturizací a zvýšením účinnosti [9], na National Taiwan University, kde se zabývají chlazením a tepelnými čerpadly založenými na termoakustickém jevu [6] a na TU v Liberci.

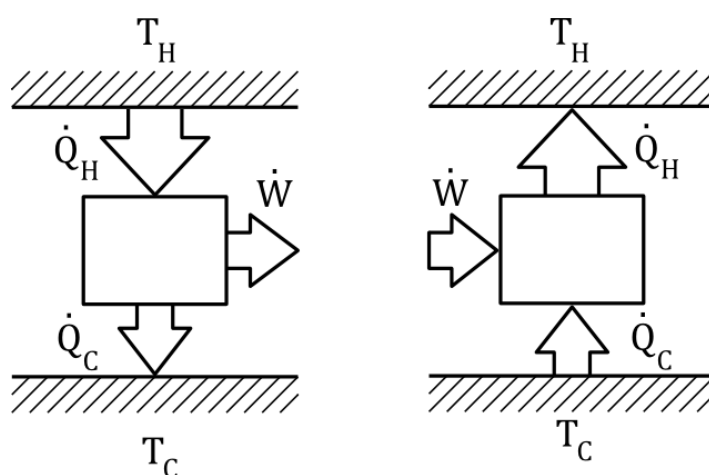
2 Teorie

2.1 Termoakustický jev

[1]

Základní princip

Existují dva druhy termoakustických zařízení fungujících na principu termoakustického jevu - termoakustické motory a termoakustická tepelná čerpadla.



Obrázek 2.1: Termoakustický motor (vlevo), termoakustické tepelné čerpadlo (vpravo)

V termoakustickém motoru probíhá tok tepla od místa s vyšší teplotou do místa, kde je teplota nižší a zařízení generuje práci. V tepelném čerpadle je tok přesně opačný – do zařízení je dodávána práce, což vede k čerpání tepla z místa s nižší teplotou na místo s vyšší teplotou.

Pokud je uvažován ustálený chod zařízení, pak podle zákona zachování energie platí:

$$\dot{Q}_H - \dot{Q}_C - \dot{W} = 0 \quad (2.1.1)$$

Druhý zákon pak říká, že entropie generovaná systémem musí být větší než nula. Když je zařízení v ustáleném stavu, je potřeba se zaměřit na nárůst entropie mezi teplým a chladným koncem.

Pro termoakustický motor:

$$\frac{\dot{Q}_C}{T_C} - \frac{\dot{Q}_H}{T_H} \geq 0 \quad (2.1.2)$$

A pro termoakustické tepelné čerpadlo:

$$\frac{\dot{Q}_H}{T_H} - \frac{\dot{Q}_C}{T_C} \geq 0 \quad (2.1.3)$$

Pro termoakustický motor lze potom najít účinnost jako podíl práce a přivedeného tepla, což lze s použitím vztahu 2.1.2 upravit:

$$\eta_M = \frac{\dot{W}}{\dot{Q}_H} \leq \frac{T_H - T_C}{T_C} = \eta_C \quad (2.1.4)$$

Kde η_C znamená Carnotovu účinnost, což je nejvyšší účinnost termoakustického motoru, jakou lze dosáhnout. Pro termoakustická tepelná čerpadla je účinnost nazývána topný faktor COP (Coefficient of performance).

$$COP = \frac{\dot{Q}_C}{\dot{W}} \leq \frac{T_C}{T_H - T_C} = COP_C \quad (2.1.5)$$

Kde COP_C představuje Carnotův topný faktor, což je nejvyšší možná účinnost, jaké je možné v termoakustických tepelných čerpadlech dosáhnout.

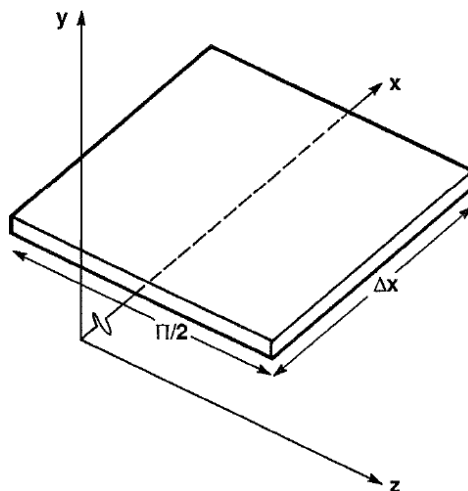
Jedna lamela

V tekutině se stojatým vlněním, v níž je vložena tenká pevná lamela, paralelně ve směru vlnění, dochází ke dvěma důležitým efektům:

1. Časově středěný tepelný tok poblíž povrchu lamely, probíhající ve směru stojatého vlnění
2. Ke generaci, nebo absorpci akustického výkonu (práce) poblíž povrchu lamely

Tyto dva jednoduché efekty, vznikající interakcí mezi zvukovou vlnou a pevnou hranicí, jsou základem termoakustického jevu.

Jedna lamela s délkou Δx a šířkou $\Pi/2$ a zanedbatelnou šířkou jako na obrázku 2.2 je orientována na délku paralelně s osou x .



Obrázek 2.1: Lamela

Pokud v okolní tekutině probíhá stojaté vlnění, taktéž rovnoběžně s osou x , pak na lamele vznikne akustický tlak:

$$p_A = P_A \cdot \sin\left(\frac{x}{\lambda^*}\right) \cdot \cos(\omega t) \quad (2.1.6)$$

A akustická rychlost je:

$$u_A = -\frac{P_A}{\rho_m \cdot a} \cdot \cos\left(\frac{x}{\lambda^*}\right) \cdot \sin(\omega t) \quad (2.1.7)$$

Kde P_A značí amplitudu tlaku na kmitně stojatého vlnění, ω úhlovou frekvenci vlnění, t čas, ρ_m střední měrnou hmotnost tekutiny, a rychlost zvuku v tekutině. λ^* značí radiánovou vlnovou délku:

$$\lambda^* = \frac{a}{\omega} = \frac{\lambda}{2\pi} \quad (2.1.8)$$

Kde λ je vlnová délka stojatého vlnění.

Rovnici pro akustický tlak lze zapsat pomocí komplexního zápisu:

$$p_A = p_m + p_1 \cdot e^{i\omega t} \quad (2.1.9)$$

Kde je p_1 definován jako:

$$p_1 = P_A \cdot \sin\left(\frac{x}{\lambda^*}\right) \equiv p_1^s(x) \quad (2.1.10)$$

Index s značí, že se jedná o vztah pro termoakustické zařízení se stojatým vlněním. Stejně tak pro rychlost lze psát:

$$u_A = u_1 \cdot e^{i\omega t} \quad (2.1.11)$$

Kde u_1 je definována jako:

$$u_1 = i \cdot \frac{P_A}{\rho_m \cdot a} \cdot \cos\left(\frac{x}{\lambda^*}\right) \equiv i \cdot u_1^s(x) \quad (2.1.12)$$

Zde stejně jako u tlaku i index s značí, že se jedná o vztah pro termoakustické zařízení se stojatým vlněním. Hodnota x se pohybuje v intervalu $0 < x < \lambda/4$ pro termoakustická zařízení s jedním otevřeným koncem.

Teplota

Pokud nebudeme uvažovat lamelu uvnitř termoakustického zařízení, bude stojaté vlnění adiabatické a teplota T_1 bude oscilovat v závislosti na tlaku p_1 :

$$\begin{aligned} T_1 &= \left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_s \cdot p_1 = -\frac{1}{\rho_m^2} \cdot \left(\frac{\partial p}{\partial s}\right)_p \cdot p_1 = -\frac{1}{\rho_m^2} \cdot \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_p \cdot \left(\frac{\partial T}{\partial s}\right)_p \cdot p_1 \\ &= \frac{T_m \cdot \beta}{\rho_m \cdot c_p} \cdot p_1 \end{aligned} \quad (2.1.13)$$

Kde s je měrná entropie a β součinitel teplotní roztažnosti a c_p měrná tepelná kapacita za konstantního tlaku.

Pro ideální plyny pak lze napsat:

$$\frac{T_m \cdot \beta}{\rho_m \cdot c_p} = \frac{(\gamma - 1) \cdot T_m}{\gamma \cdot p_m} \quad (2.1.14)$$

Kde γ je poměr mezi izobarickou a izochorickou měrnou tepelnou kapacitou plynu (Poissonova konstanta).

Ze vztahu (2.1.14) pak vyplývá poměr:

$$\frac{T_1}{T_m} = \frac{\gamma - 1}{\gamma} \cdot \frac{p_1}{p_m} \quad (2.1.15)$$

Přidaná lamela modifikuje průběh teploty až do vzdálenosti δ_K , což je tepelná penetrační hloubka:

$$\delta_K = \sqrt{\frac{2 \cdot \kappa}{\omega}} \quad (2.1.16)$$

Kde κ je tepelná difuzivita plynu daná:

$$\kappa = \frac{K}{\rho_m \cdot c_p} \quad (2.1.17)$$

Kde K je tepelná vodivost plynu, ρ_m je měrná hmotnost plynu a c_p měrná tepelná kapacita plynu. Tepelná penetrační hloubka je přibližně taková vzdálenost od stěny lamely, do jaké dorazí teplo za dobu $1/\omega$.

Pokud je lamela dostatečně krátká ($\Delta x \ll \lambda^*$), je dostatečně vzdálena od rychlostních a tlakových uzlů stojatého vlnění (p_1 a u_1 se mění v celé délce lamely stejně), plyn má nulovou viskozitu, rychlost u_1 nezávisí na vzdálenosti y od stěny lamely, a materiál má tak velkou tepelnou kapacitu, že neovlivňuje akustickou frekvenci. Je zanedbána teplotní závislost termofyzikálních vlastností plynu a lamely a teplotní vodivost lamely ve směru x . Předpokládá se teplotní gradient ∇T_m ve směru x . Tak je možné odvodit vztah pro oscilaci teploty jako:

$$T_1 = \left(\frac{T_m \cdot \beta}{\rho_m \cdot c_p} \cdot p_1^s - \frac{\nabla T_m}{\omega} \cdot u_1^s \right) \cdot \left(1 - e^{-\frac{(1+i)y}{\delta_K}} \right) \quad (2.1.18)$$

Plyn ve vzdálenosti $y \gg \delta_K$ nemá s lamelou žádný tepelný kontakt, pak:

$$T_1 \rightarrow \frac{T_m \cdot \beta}{\rho_m \cdot c_p} \cdot p_1^s - \frac{\nabla T_m}{\omega} \cdot u_1^s \quad (2.1.18)$$

První člen vyjadřuje adiabatická stlačení a expanze plynu stejně jako v rovnici (2.1.13). Druhý člen pochází od teplotního gradientu v plynu. Jak plyn osciluje podél osy x s posunutou amplitudou u_1^s/ω , teplota $\nabla T_m u_1^s/\omega$ v daném bodě v prostoru osciluje, aby tyto změny vyrovnala. Okamžitý stav je pak superpozicí obou těchto jevů. Je-li rovnice (2.1.18) položena do rovnosti s nulou, získáme kritický gradient střední teploty:

$$\nabla T_{crit} = \frac{T_m \cdot \beta \cdot \omega \cdot p_1^s}{\rho_m \cdot c_p \cdot u_1^s} \quad (2.1.19)$$

Pro který jsou teplotní oscilace v daném bodě nulové. Pro takovýto teplotní gradient platí, že vlastnosti plynu a oscilujícího stojatého vlnění dospějí do stádia, kdy teplotní změny způsobené oscilací tlaku jsou vyrušeny posunutím těchto oscilací.

Kritický teplotní gradient je důležitý, protože je to hranice mezi tím, jestli bude termoakustické zařízení fungovat jako motor, nebo jako tepelné čerpadlo.

Z rovnic (2.1.10) a (2.1.12) a zobecněné rovnice (2.1.14) pro libovolný plyn lze zapsat rovnici pro kritický teplotní gradient takto:

$$\nabla T_{crit} = \frac{\gamma - 1}{T_m \cdot \beta} \cdot \frac{T_m}{\lambda^*} \cdot \tan\left(\frac{x}{\lambda^*}\right) \quad (2.1.20)$$

Pro plyny a jiné použitelné tekutiny pak platí, že:

$$\frac{\gamma - 1}{T_m \cdot \beta} \cong 1 \quad (2.1.21)$$

A při vhodném umístění lamely je:

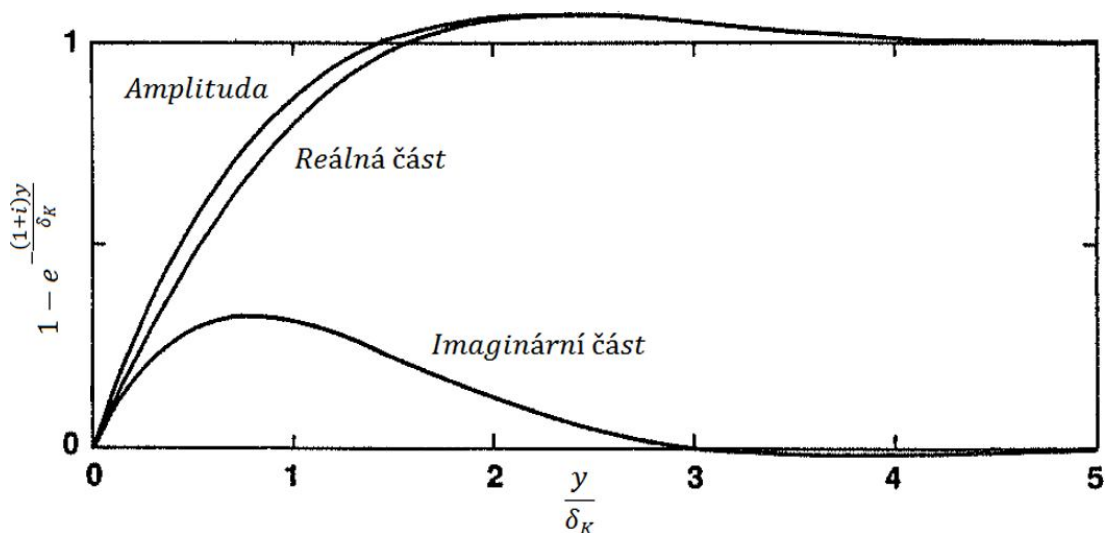
$$1 < \tan\left(\frac{x}{\lambda^*}\right) < 10 \quad (2.1.22)$$

Tudíž:

$$\nabla T_{crit} \sim \frac{T_m}{\lambda^*} \quad (2.1.23)$$

Z čehož je patrné, že u zařízení, jehož délka je velmi blízká λ^* , lze očekávat podstatnou závislost kritické teploty na absolutní teplotě T_m .

V rovnici (2.1.18) je část závislá na vzdálenosti y od stěny lamely $\left(1 - e^{-\frac{(1+i)y}{\delta_K}}\right)$ komplexní. Její reálná a imaginární část má tento průběh:



Obrázek 2.2: Reálná a imaginární část amplitudy $T_1(y)$

Tepelný tok

Po zanedbání vedení tepla lamelou, zbývá pouze jediná možnost přenosu tepla, a to hydrodynamický přenos entropie nesený rychlostí oscilujícího plynu:

$$\dot{q}_2 = T_m \cdot \rho_m \cdot \overline{s_1 \cdot u_1} \quad (2.1.24)$$

Což je tepelný tok na jednotku plochy. Index 2 značí, že se jedná o veličinu druhého řádu, výsledek matematické operace dvou veličin prvního řádu. Entropii lze dosadit z rovnice:

$$s_1 = \frac{c_p}{T_m} \cdot T_1 - \frac{\beta}{\rho_m} \cdot p_1 \quad (2.1.25)$$

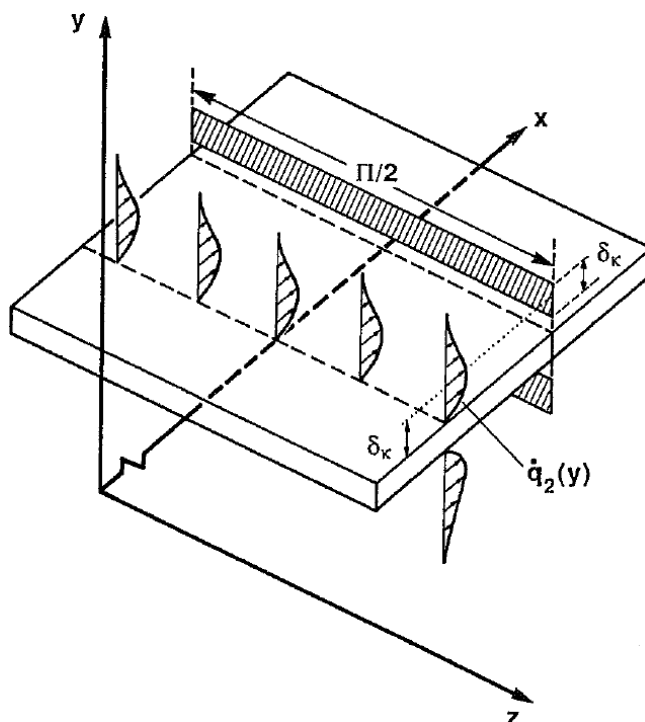
Po dosazení a časovém zprůměrování $\overline{s_1 \cdot u_1}$ lze nakonec psát:

$$\dot{q}_2 = \frac{1}{2} \cdot \rho_m \cdot c_p \cdot \text{Re}[T_1 \cdot \tilde{u}_1] - \frac{1}{2} \cdot T_m \cdot \beta \cdot \text{Re}[p_1 \cdot \tilde{u}_1] \quad (2.1.26)$$

Protože jsou, v případě stojatého vlnění, oproti sobě p_1 a \tilde{u}_1 posunuty o $\frac{\pi}{2}$, je druhý člen roven nule. Pouze $Im[T_1]$ přispívá prvnímu členu, protože $u_1 = i \cdot u_1^s$ je čistě imaginární, takže:

$$\dot{q}_2 = \frac{1}{2} \cdot \rho_m \cdot c_p \cdot Im[T_1] \cdot u_1^s \quad (2.1.27)$$

Je zřejmé, že \dot{q}_2 je funkcí y a že tato závislost je stejná, jako u $Im[T_1]$, jak je vidět na obrázku 2.3. Na obrázku 2.4 je toto znázorněno schematicky:



Obrázek 2.4: Tepelný tok podél lamely

Tepelný tok \dot{q}_2 je největší ve vzdálenosti δ_K od stěny lamely. Na její stěně je nulový a stejně tak v nekonečné vzdálenosti od stěny.

Celkový tepelný tok ve směru osy x na lamele získáme integrací měrného tepelného toku na jednotku plochy přes celou plochu $y - z$ lamely:

$$\dot{Q}_2 = \Pi \cdot \int_0^{\infty} \dot{q}_2 dy \quad (2.1.28)$$

Po dosazení za T_1 a integraci:

$$\dot{Q}_2 = -\frac{1}{2} \cdot \Pi \cdot \rho_m \cdot c_p \cdot u_1^s \cdot \left(\frac{T_m \cdot \beta}{\rho_m \cdot c_p} \cdot p_1^s - \frac{\nabla T_m}{\omega} \cdot u_1^s \right) \cdot \delta_K \cdot \operatorname{Im} \left[\frac{1}{1+i} \right] \quad (2.1.29)$$

Což lze upravit na:

$$\dot{Q}_2 = -\frac{1}{4} \cdot \Pi \cdot \delta_K \cdot T_m \cdot \beta \cdot p_1^s \cdot u_1^s \cdot (\Gamma - 1) \quad (2.1.30)$$

Kde:

$$\Gamma = \frac{\nabla T_m}{\nabla T_{crit}} \quad (2.1.31)$$

Což je poměr mezi aktuálním teplotním gradientem a kritickým gradientem. Z rovnice (2.1.30) je zřejmé, že celkový tepelný tok je úměrný ploše $\Pi \cdot \delta_K$, jak je to znázorněno v obrázku 2.4, dále je úměrný $T_m \cdot \beta$ (pro ideální plyny $T_m \cdot \beta = 1$) a také je úměrný $p_1^s \cdot u_1^s$, což je rovno nule, pokud se lamela nachází přímo v místě uzlu stojatého vlnění a má maximální hodnotu $P_2^A/2 \cdot \rho_m \cdot a$, pokud se lamela nachází uprostřed mezi uzly stojatého vlnění. A konečně tepelný tok závisí na součiniteli teplotního gradientu $\Gamma - 1$.

- Pokud se $\nabla T_m = \nabla T_{crit}$, $\Gamma - 1 = 0$, žádný tepelný tok nenastává
- Pokud je $\nabla T_m > \nabla T_{crit}$, $\Gamma - 1 > 0$, teplo proudí směrem k tlakovému uzlu
- Pokud je $\nabla T_m < \nabla T_{crit}$, $\Gamma - 1 < 0$, teplo proudí směrem od tlakového uzlu

Pokud jsou na koncích lamely nainstalovány tepelné výměníky (s teplotami $T_H - T_C = \nabla T_m \cdot \Delta x$), je teplo transportováno z jednoho výměníku na druhý.

Tento tepelný tok je za normálních podmínek velmi malý. Nicméně v uzavřeném rezonátoru lze jednoduše dosáhnout několika řádově vyšších amplitud stojatého vlnění.

Protože tepelný tok \dot{Q}_2 je úměrný P_2^A a protože v praktických termoakustických zařízeních je celý průřez stojatým vlněním vyplněný lamelami vzdálenými od sebe, nejlépe $2 \cdot \delta_K$, může být dosaženo poměrně velkého tepelného toku.

Práce

Tento tepelný tok přímo závisí na práci, tj. akustickém výkonu. Výkon zařízení potom bude:

$$\dot{w} = \frac{dw}{dx \cdot dy \cdot dz \cdot dt} = -\frac{p}{\rho} \cdot \frac{d\rho}{dt} \quad (2.1.32)$$

Kde dw je elementární práce, $dx \cdot dy \cdot dz$ elementární objem. Pro časově zprůměrovaný děj pak platí:

$$p = p_m + p_1 \cdot e^{-i\omega t} \quad (2.1.32)$$

A též:

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{\partial p}{\partial t} + u \cdot \frac{\partial \rho}{\partial x} = i \cdot \omega \cdot p_1 + u_1 \cdot \frac{\partial \rho_m}{\partial x} \quad (2.1.33)$$

Druhý člen v předchozí rovnici je obvykle používán při transformaci řešení z Eulerova přístupu na Lagrangeův v termodynamice kontinua. Dosazením rovnice (2.1.32) a (2.1.33) do rovnice (2.1.31) získáme čtyři podmínky. A to: $\overline{\rho_1} = 0$, $\overline{u_1} = 0$ a $\overline{p_1 u_1} = 0$. Zůstane tedy:

$$\dot{w}_2 = -\frac{\omega}{\rho_m} \cdot \overline{p_1 \cdot \rho_1} \quad (2.1.34)$$

Což je průměrný akustický výkon produkovaný na jednotku objemu.

Pro vyčíslení této rovnice je třeba vyjádřit ρ_1 v členech p_1 a T_1 :

$$d\rho = \left(\frac{\partial \rho}{\partial T}\right)_p \cdot dT + \left(\frac{\partial \rho}{\partial p}\right)_T \cdot dp = -\rho \cdot \beta \cdot dT + \left(\frac{\partial \rho}{\partial p}\right)_T \cdot dp \quad (2.1.35)$$

Neboli:

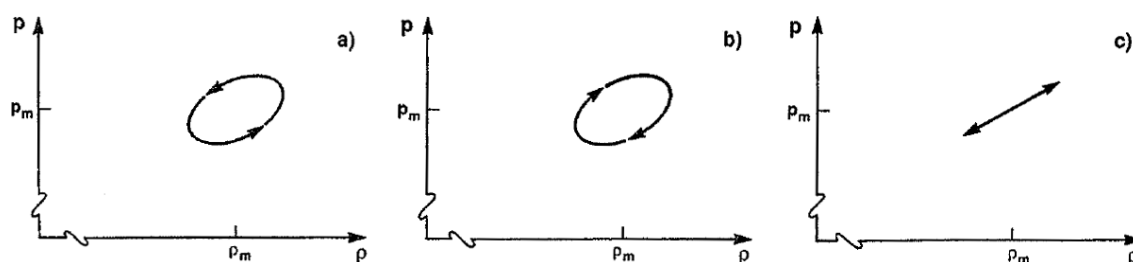
$$d\rho = -\rho_m \cdot \beta \cdot T_1 + \left(\frac{\partial \rho}{\partial p}\right)_T \cdot p_1 \quad (2.1.36)$$

Takže tato rovnice má dva členy. Druhý člen je roven nule, protože $\overline{t \cdot p_1 \cdot \rho_1} = \frac{1}{2} \cdot \text{Re}[i|p_1|^2] = 0$, takže:

$$\dot{w}_2 = \omega \cdot \beta \cdot \overline{t \cdot p_1 \cdot T_1} = -\frac{1}{2} \cdot \omega \cdot \beta \cdot p_1^s \cdot \text{Im}[T_1] \quad (2.1.37)$$

Stejně jako v případě měrného tepelného toku, tak i produkovaný (pohlcovaný) měrný akustický výkon závisí na imaginární části průběhu teploty $\text{Im}[T_1]$ (viz obrázek 2.3). Tekutina ve větší vzdálenosti od lamely, než je tepelná penetrační hloubka, „dýchá“, v důsledku tepelného stlačení a expanze, ve fázi s ohledem na oscilace tlaku, a koná (nebo absorbuje) práci. Je to ta samá tekutina (vyšrafovaná oblast na obrázku 2.4), která je zodpovědná za tepelný tok.

Tekutina kdekoli jinde je v konání (nebo absorpci) práce neefektivní: oscilace hustoty pro $y \gg \delta_K$ a $\delta_K \ll y$ jsou ve fázi s oscilacemi tlaku, a proto nekonají (neabsorbují) žádnou práci. Toto chování je schematicky znázorněno na obrázku:



Obrázek 2.5: Časový průběh hustoty tlaku

- Ve vzdálenosti odpovídající tepelné penetrační hloubce, při dostatečném teplotním gradientu, je zařízení provozováno v režimu termoakustického motoru
- Ve vzdálenosti odpovídající tepelné penetrační hloubce, při velmi malém teplotním gradientu, nebo teplotním gradientu rovném nule, je zařízení provozováno v režimu termoakustického tepelného čerpadla
- V místě velmi vzdáleném od lamely, anebo v místě těsně u povrchu lamely jsou oscilace tlaku a hustoty ve fázi a nedochází k tvorbě ani pohlcování práce

Celkový akustický výkon získáme integrací měrného akustického výkonu přes celý prostor. Za použití rovnice (2.1.18) pro vyjádření T_1 :

$$\begin{aligned}
 \dot{W}_2 &= -\Pi \cdot \Delta x \cdot \int_0^\infty \frac{1}{2} \cdot \omega \cdot \beta \cdot p_1^s \cdot \text{Im}[T_1] dy = \\
 &= \frac{1}{2} \cdot \Pi \cdot \Delta x \cdot \omega \cdot \beta \cdot p_1^s \cdot \left(\frac{T_m \cdot \beta}{\rho_m \cdot c_p} \cdot p_1^s - \frac{\nabla T_m}{\omega} \cdot u_1^s \right) \cdot \delta_K \cdot \text{Im} \left[\frac{1}{1+i} \right] = \quad (2.1.38) \\
 &= -\frac{1}{4} \cdot \Pi \cdot \delta_K \cdot \Delta x \cdot \frac{T_m \cdot \beta^2 \cdot \omega}{\rho_m \cdot c_p} \cdot (p_1^s)^2 \cdot (\Gamma - 1)
 \end{aligned}$$

Akustický výkon je úměrný objemu tekutiny $\Pi \cdot \delta_K \cdot \Delta x$, je úměrný $(p_1^s)^2$, a dále je kvadratický v amplitudě stojatého vlnění a vymizí v jeho uzlech. A konečně \dot{W}_2 závisí na $(\Gamma - 1)$, což je ten samý teplotní gradient, jako v rovnici pro tepelný tok (2.1.30).

- Pokud se $\nabla T_m = \nabla T_{crit}$, $\Gamma - 1 = 0$, nejsou v tekutině žádné teplotní oscilace a netvoří se (ani nepohlcuje) žádný akustický výkon
- Pokud je $\nabla T_m > \nabla T_{crit}$, $\Gamma - 1 > 0$, je poblíž stěny lamely vytvářen akustický výkon, který zvyšuje amplitudu stojatého vlnění
- Pokud je $\nabla T_m < \nabla T_{crit}$, $\Gamma - 1 < 0$, je akustický výkon absorbován poblíž stěny lamely

Speciálním případem poslední možnosti je, když se $\nabla T_m = 0$. V tomto případě je akustický výkon absorbovaný jednotkovým povrchem (za použití zobecněné rovnice (2.1.14)):

$$\frac{\dot{W}_2}{\Pi \cdot \Delta x} = \frac{1}{4} \cdot \delta_K \cdot \omega \cdot (\gamma - 1) \cdot \frac{p_1^2}{\rho_m \cdot a^2} \quad (2.1.39)$$

Tato rovnice popisuje dva dominantní disipační mechanismy, a to ztráty v teplotní mezní vrstvě a vazké napětí na stěně.

Účinnost

Pro termoakustický motor je účinnost:

$$\eta = \frac{\dot{W}}{\dot{Q}_H} \quad (2.1.40)$$

V případě krátké lamely, je \dot{Q}_2 konstantní na celé délce x a $\dot{Q}_2 = \dot{Q}_H = \dot{Q}_C$. Potom je účinnost v podstatě poměr mezi rovnicemi (2.1.38) a (2.1.29):

$$\eta = \frac{\Delta x \cdot \omega \cdot \beta \cdot p_1^s}{\rho_m \cdot c_p \cdot u_1^s} \quad (2.1.41)$$

Pomocí rovnice (2.1.19) lze tuto rovnici přepsat takto:

$$\eta = \frac{\nabla T_{crit} \cdot \Delta x}{T_m} = \frac{\nabla T_m \cdot \Delta x}{\Gamma \cdot T_m} = \frac{\Delta T}{\Gamma \cdot T_m} = \frac{\eta_C}{\Gamma} \quad (2.1.42)$$

Kde η_C je účinnost Carnotova cyklu, maximální účinnost tepelného motoru, s teplotou T_m určenou $\Delta T = \nabla T_m \cdot \Delta x$, kde $\Delta T \ll T_m$. Účinnost termoakustického motoru s jednou lamelou je menší než účinnost Carnotova cyklu, a to právě $1/\Gamma$ krát. Toto velmi dobře ilustruje základní konflikt mezi výkonem a účinností mnoha tepelných motorů používaných v praxi. Zde je tento limit $\Gamma - 1 \rightarrow 0$, kdy se výstupní výkon blíží nule, avšak je zachována účinnost Carnotova cyklu. Pro nenulový výkon musí být účinnost zákonitě nižší než účinnost Carnotova cyklu.

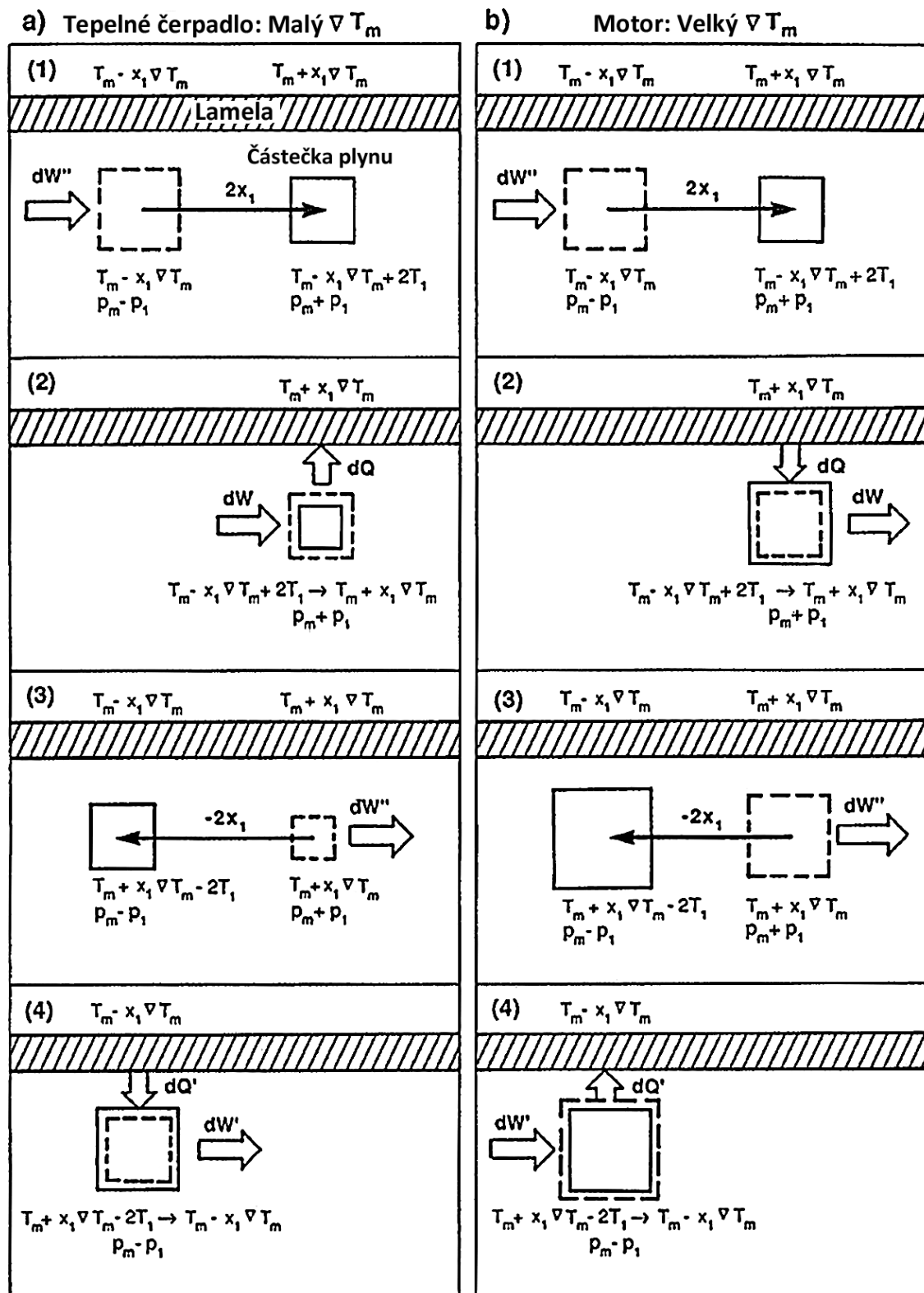
Pro termoakustická tepelná čerpadla lze použít obdobný postup pro výpočet účinnosti, jako pro termoakustické motory. Účinnost tepelných čerpadel je určena tzv. topným faktorem (COP – coefficient of performance):

$$COP = \frac{\dot{Q}_2}{\dot{W}_2} \quad (2.1.43)$$

Použitím stejného postupu jako u výpočtu účinnosti termoakustického motoru:

$$COP = \Gamma \cdot COP_C \quad (2.1.44)$$

Protože v módu tepelného čerpadla je $\Gamma \leq 1$, tak je vidět, že v případě kdy $\Gamma - 1 \rightarrow 0$ je téměř dosaženo Carnotova topného faktoru a tepelný tok se blíží nule.



Obrázek 2.6: Cykly termoakustického tepelného čerpadla a) a motoru b)

2.2 Holografická interferometrie

[10][8] Holografická interferometrie je velmi výkonný měřicí nástroj, který lze uplatnit v širokém spektru různých aplikací. Je to bezdotyková, neinvazivní metoda využívající spolu souvisejících jevů difrakce a interference. Lze ji s úspěchem využít pro měření rozložení teplot, hustot, koncentrací, ale i pro sledování jevů jako jsou přenos tepla, hmoty či hybnosti.

Výhody:

- Bezdotyková
- Neinvazivní
- Záznam celého teplotního pole
- Záznam okamžitých údajů

Nevýhody:

- Složitost zařízení
- Omezená velikost zkoumaného objektu
- Citlivost na nestabilitu měřícího zařízení

Princip

Holografická interference porovnává dvě světelné vlny, které původně ve stejném čase neexistovaly. Snímky světelného vlnění pocházející ze dvou různých stavů objektu spolu interferují. Nejdříve je pořízen hologram původního stavu, kdy referenční vlna potřebná pro záznam hologramu nemá přímý vliv na výslednou informaci a může tedy mít libovolnou prostorovou strukturu. Poté je stav objektu změněn. Následný hologram je poté porovnán s referenčním. Výsledný interferogram tedy charakterizuje změnu oproti původnímu stavu.

Vysoká citlivost spolu s použitím koherentního záření vyžaduje, aby měření probíhalo v prostředí bez vibrací, prachu, chemických škodlivin a s nízkou relativní vlhkostí.

Typy holografických interferometrů

Holografické interferometry, na rozdíl od klasických interferometrů, potřebují pro svůj provoz laser, nejsou však tolik závislé na kvalitě použitých optických prvků.

To je umožněno tím, že k interferenci dochází mezi dvěma svazky, původem z různého časového intervalu, které ale prošly stejnými optickými prvky.

V současné době je známo několik sestavení holografických interferometrů, mezi nejpoužívanější patří:

Michelsonův interferometr

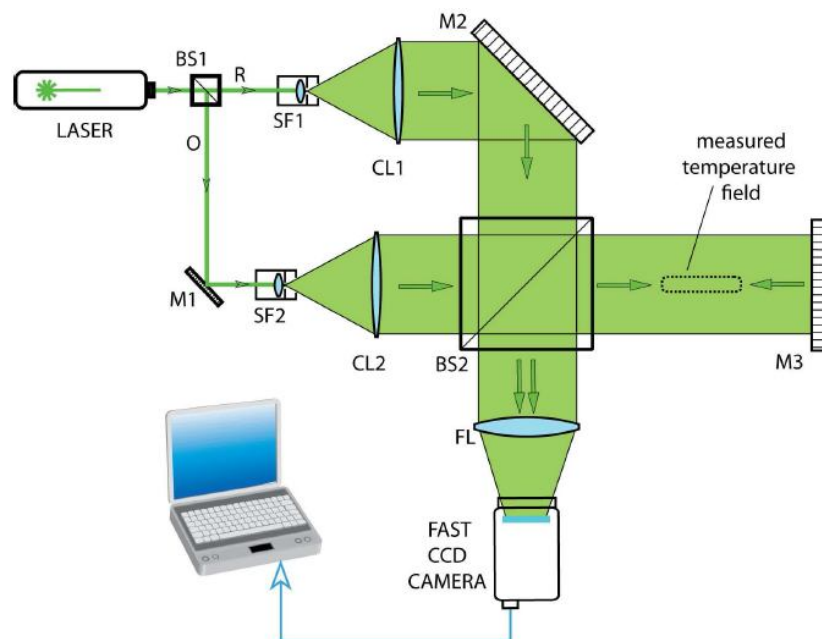
[8] Tento interferometr se vyznačuje dvojnásobnou citlivostí oproti Machovu-Zehnderovu interferometru. To je způsobeno dvojitým průchodem paprsku měřeným prostorem. V důsledku zakřivení paprsků procházejících měřeným prostorem, dopadají paprsky na zrcadlo šikmo a jejich dráha při návratu se tak maličko liší. Následkem toho, jsou výsledky měřené tímto typem interferometru méně přesné, než u interferometrů s jedním průchodem paprsku měřeným prostorem. Umístěním měřeného objektu poblíž zrcadla, lze tyto nepřesnosti zmenšit. Při měření objektů vydávajících teplo však může jejich umístění v těsné blízkosti zrcadla vyvolat jeho deformaci a v důsledku toho snížení přesnosti.

Machův - Zehnderův interferometr

Jedná se o nejpoužívanější zařízení pro výzkum transparentních objektů. Nedosahuje takové citlivosti, jako Michelsonův interferometr, umožňuje však umístit měřený objekt mnohem dále od optických prvků a nehrozí tak snížení přesnosti v důsledku ohřívání optických prvků od měřeného objektu. U tohoto typu interferometru, lze nastavovat šířku interferenčních proužků na konečnou a nekonečnou natáčením zrcadla.

Mezi další typy patří interferometry dvouvlnové a pro holografickou tomografii.

Pro měření teplotního pole s malými teplotními rozdíly byl na Technické univerzitě v Liberci navržen a sestaven interferometr [4], jehož základ je odvozen od Michaelsonova typu. Machovo – Zehnderovo sestavení totiž nedosahovalo potřebné citlivosti. Světelná vlna tedy prochází měřenou oblastí dvakrát. Interferogramy jsou vyhodnocovány pomocí vlastního software vyvinutého za tímto účelem.



Obrázek 2.7: Schéma interferometru pro měření teplotního pole na TU v Liberci [4]

Laserový paprsek je rozdělen na dva svazky v děliči (BS1), poté co paprsek projde skrz filtr (SF), je s pomocí čočky (CL) rozšířen na potřebnou šířku.

Kolimovaný objektový paprsek (O) vstupuje do děliče paprsků (BS2), kde jedna jeho část je odražena a druhá pokračuje skrz měřenou oblast a dopadá kolmo na zrcadlo (M3), kde se odrazí a projde měřenou oblastí ještě jednou, což je příčina zvýšené citlivosti. Následně zase svazek prochází děličem (BS2), kde se jedna část odrazí směrem k CCD kameře a druhá část projde skrz.

Referenční svazek (R) je po kolimaci nasměrován zrcadlem (M2) na dělič (BS2), skrz který jeho část pokračuje spolu s částí objektového paprsku nesoucí informaci z měřené oblasti. Oba jsou posléze pomocí čočky (FL) zaostřeny na snímač CCD, kam každý dopadá pod mírně odlišným úhlem.

Obecné vztahy pro vyhodnocení

V ideálních plynech, kde se index lomu liší jen málo od 1, platí Gladson-Daleův vztah:

$$\frac{n-1}{\rho} = GD \quad (2.2.1)$$

Kde:

n – index lomu

ρ – hustota

K – Gladson-Daleova konstanta

Gladson-Daleova konstanta závisí na druhu plynu a na vlnové délce použitého světla. Index lomu suchého vzduchu je možné vypočítat podle vztahu:

$$n = 1 + 2,256 \cdot 10^{-4} \cdot \rho = 1 + 7,8607 \cdot 10^{-7} \cdot \frac{p}{T} \quad (2.2.2)$$

Vlhkost vzduchu má na index lomu obvykle jen malý vliv. Pro derivaci indexu lomu vzduchu podle teploty, která se často při vyhodnocení teplotních polí využívá, platí:

$$\frac{\partial n}{\partial T} = -78607 \cdot 10^{-7} \cdot \frac{p}{T^2} \quad (2.2.3)$$

Pro odvození vztahů potřebných pro kvalifikované vyhodnocení interferogramů je potřeba matematicky popsat vznik interference.

Rovinná koherentní světelná vlna se průchodem transparentním prostředím o délce l deformuje, přičemž ideální interferometrie předpokládá deformaci vlnoplochy, ale zanedbává ohyb paprsků, které by měly být vždy kolmé na čelo světelné vlny. Při vyhodnocování interferogramů se vychází z rovnice pro rozdíl optických drah Δo , ke kterému došlo změnou indexu lomu prostředí působením optické nehomogenity.

$$\Delta o(x, y) = \int_0^l n(x, y) - n_{\infty} dz \quad (2.2.4)$$

Kde:

Δo – rozdíl optických drah

l – délka průchodu

$n(x, y)$ – index lomu v místě (x, y)

n_{∞} – index lomu v referenční oblasti

Pro dvojrozměrný transparentní objekt po integraci předchozí rovnice platí:

$$\Delta o(x, y) = l \cdot [n(x, y) - n_{\infty}] \quad (2.2.5)$$

Když bude deformovaná světelná vlna předmětového svazku interferovat s rovinnou vlnou referenčního svazku, vznikne interferogram. Pro změnu interferenčního řádu $\Delta S(x, y)$ potom platí:

$$\Delta o(x, y) = \Delta S(x, y) \cdot \lambda \quad (2.2.6)$$

Kde:

ΔS – změna interferenčního řádu

λ – vlnová délka použitého světla

Změna interferenčního řádu $\Delta S(x, y)$ nabývá hodnot:

- ... ; -2 ; -1 ; 0 ; 1 ; 2 ; ... - v místě světlých proužků
- ... ; -2,5 ; -1,5 ; -0,5 ; 0,5 ; 1,5 ; 2,5 ; ... - v místě tmavých proužků

Uvedený způsob přiřazení interferenčního řádu platí pro nastavení interferometru na nekonečnou šířku interferenčních proužků v referenční oblasti. V homogenní části objektu je změna interferenčního řádu $\Delta S(x, y) = 0$, neboť jsou zde předmětová a referenční vlna paralelní.

Z rovnic (2.2.4) a (2.2.5) je možné odvodit rovnici ideální interferometrie, ze které se stanovuje index lomu $n(x, y)$ ve vyhodnocovaném místě, jako funkce indexu lomu v referenční oblasti n_{∞} , změny interferenčního řádu $\Delta S(x, y)$, vlnové délky použitého světla λ a délky průchodu l ve směru šíření paprsků.

Rovnice ideální interferometrie je odvozena za předpokladu, že zobrazovaná optická nehomogenita způsobí zanedbatelně malý odklon a posunutí paprsků. Její tvar je:

$$n(x, y) = n_{\infty} + \frac{\Delta S(x, y) \cdot \lambda}{l} \quad (2.2.7)$$

Pro vyhodnocení interferogramů je potřeba znát základní fyzikální závislosti mezi stavovými veličinami a rozdělením indexu lomu v optické nehomogenitě, kterou způsobila změna těchto veličin.

Z rozložení indexu lomu $n(x, y)$ je možné pomocí stavových rovnic pro jednotlivé látky určit rozložení teplot za konstantního tlaku:

$$T(x, y) = \frac{T_{\infty}}{1 - 0,805 \cdot \frac{T_{\infty}}{l \cdot p_{\infty}} \cdot \left(s - \frac{\lambda}{2}\right)} \quad (2.2.8)$$

Kde:

$T(x, y)$ – rozložení teplot (pole)

T_{∞} – teplota v referenční oblasti

p_{∞} – referenční tlak

s – interferenční řád

λ – vlnová délka světla

l – délka oblasti

3 Výroba a měření

3.1 Návrh experimentálního zařízení

Pro samotné měření bylo zapotřebí navrhnout a vyrobit zařízení, které by umožnilo měření tepelných dějů uvnitř termoakustického zařízení. Na toto zařízení bylo kladeno mnoho požadavků, leckdy protichůdných.

Nejdříve byly určeny základní provozní parametry, jako maximální provozní teplota, rozměry rezonátoru, umístění stacku, jeho rozměry, rozteč a počet lamel a další.

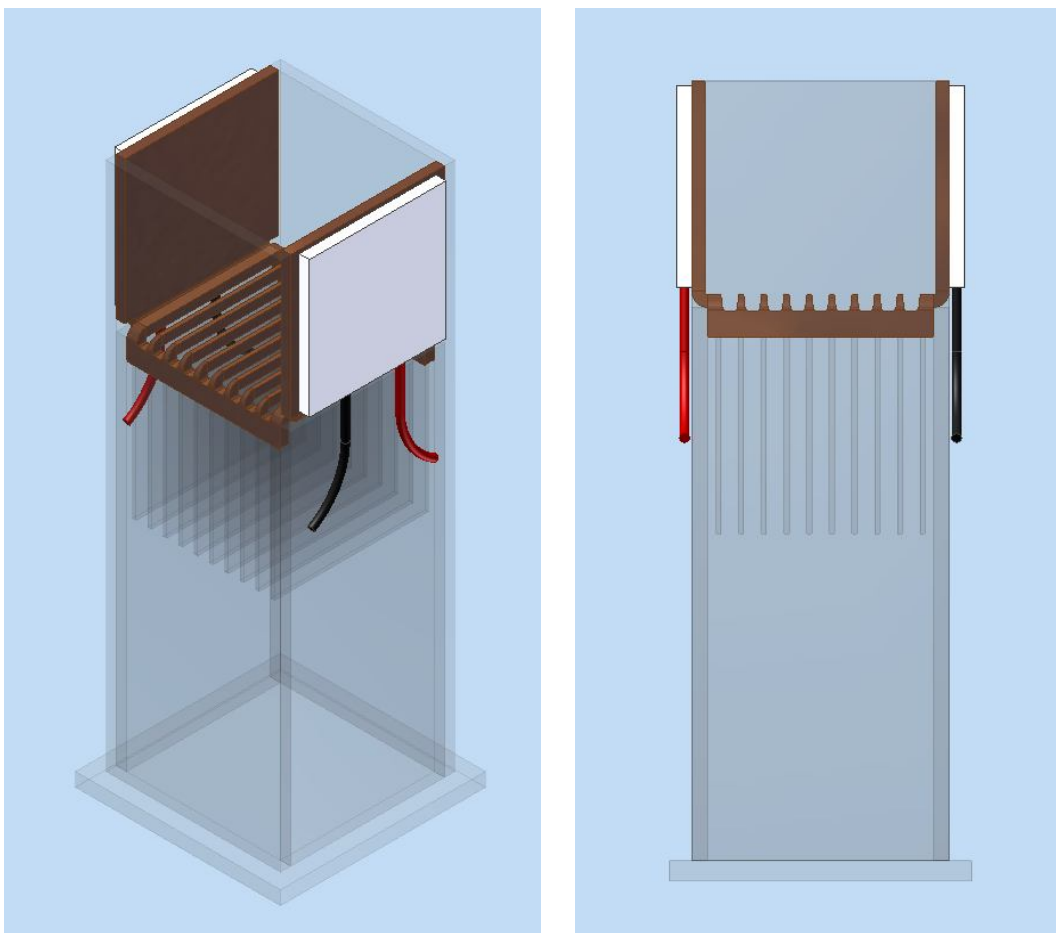
a [m/s]	360,3	rychlost zvuku v médiu
L [m]	0,5	délka rezonátoru
x [m]	0,15	vzdálenost stacku od pevné stěny
λ [m]	2	vlnová délka
λ' [rad]	0,318309886	radiánová vlnová délka
f [Hz]	180,15	frekvence rezonátoru
k [W/m·K]	0,0262	tepelná vodivost média
ρ [kg/m ³]	1,1	hustota média
c_p [J/kg·K]	1,01E+03	měrná izobarická tepelná kapacita média
δ_k [m]	0,000204128	tepelná penetrační hloubka
$y_{k_{opt}}$ [m]	0,00081651	optimální šířka kanálu stacku

Obrázek 3.1: Ukázka výpočtového modulu v MS Excel

Pro tyto účely byl v programu Microsoft Excel vytvořen výpočetní modul založený na rovnicích uvedených v teorii. Tento modul umožňuje snadno měnit parametry, a tím snadno vypočítat důležité údaje potřebné pro základní návrh a kontrolu konstrukce termoakustických zařízení.

Konstrukce

V programu Autodesk Inventor byl nakreslen návrh budoucího termoakustického zařízení, aby bylo možné posoudit vyrobiteľnost a základní design (3D model je přiložen na CD).



Obrázek 3.2: Náhled zařízení v programu Autodesk Inventor

Plášť zařízení se skládá z průhledných desek, které jsou k sobě přilepeny. Stejně jako v případě předchozích termoakustických zařízení, vyvinutých během předchozího výzkumu na katedře Energetických zařízení.

Aby bylo možné sledovat tepelné procesy uvnitř stacku, bylo potřeba použít takový stack, který toto umožní. Komůrkový stack, jaký byl používán v předchozích experimentech, je vyroben z keramiky, která toto neumožňuje, jak z důvodu konstrukce, tak z důvodu materiálu. Proto byl zvolen stack složený z lamel, u kterého ve směru rovnoběžném s lamelami prochází světlo pouze pláštěm zařízení a neprochází skrz materiál stacku.

Rozteč mezi deskami stacku (lamelami) je určena jejich držákem, do kterého jsou v horní části vlepeny. Tento držák zároveň slouží jako chladič, jehož výkon je podpořen pomocí Peltierových článků.

Vzhledem k optickému měření, bylo třeba, aby lamely byly od sebe vzdáleny dostatečně daleko, aby potom při samotném měření nedošlo k oslnění snímací jednotky odrazy od hran lamel. Dalším důvodem je difrakce světla na těchto hranách, která do měření vnáší nepřesnost a snižuje rozlišení přechodu mezi lamelou a plynem.

Zároveň však bylo třeba, aby lamely nebyly od sebe vzdáleny příliš. Čím je rozteč odlišnější od rozteče vypočtené pomocí tepelné penetrační hloubky, tím je účinnost zařízení nižší.

Topení bylo z důvodu snadné regulace a bezpečnosti navrženo jako elektrické odporové.

Materiály

Vzhledem k měření optickou metodou, bylo nezbytné, aby plášť zařízení byl z takového materiálu, který umožní světelným paprskům projít skrz zařízení.

Při použití obyčejného skla jako materiálu desek pláště, došlo v předchozích experimentálních zařízeních vždy po krátké době provozu k popraskání skla, ponejvíce v oblasti odporového topení, kde vznikal ve skle největší tepelný gradient. Obyčejné sklo má totiž poměrně velkou tepelnou roztažnost a zároveň je velmi křehké.

Z tohoto důvodu, bylo rozhodnuto použít na tyto desky křemenné sklo, které má takřka nulovou tepelnou roztažnost a velkou odolnost proti tepelným šokům. Na lamely stacku pak bylo rozhodnuto použít stejný materiál.

3.2 Výroba a vývoj experimentálního zařízení

Před sestavením bylo zjištěno, že dodaný horní držák stacku má plochy pro umístění chlazení natočeny o 90° oproti původnímu návrhu. Vzhledem k časové náročnosti výroby nového držáku byl použit již dodaný.

Během sestavování a vlivem výsledků prvních experimentů bylo nutné provést na experimentálním zařízení oproti původnímu návrhu množství úprav.

Před sestavením zařízení, byl ještě stack doplněn o dolní držák. Ten má sloužit kromě fixování lamel na místě, také k rovnoměrnému rozložení tepla z topení, které je umístěno pod ním.

Vzhledem k vysoké tepelné odolnosti křemenného skla bylo uvažováno, že na slepení bude použito také obdobně odolné lepidlo. Pro získání takového lepidla bylo kontaktováno několik obchodníků zabývajících se prodejem speciálních lepidel. Bohužel ani jeden z nich nebyl schopen sdělit, zdali jím dodávané lepidlo lepí i materiály, ze kterých mělo být zařízení sestaveno. Další nevýhodou těchto lepidel byla dostupnost pouze po velkých baleních, a s tím související vysoká pořizovací cena, v mnoha případech složitý technologický postup lepení (leckdy trvající řádově dny za přesně kontrolované teploty) a v důsledku nekompletních informací od obchodníků pak nejistý výsledek.

Proto bylo při samotném sestavení pláště zařízení použito teplotně odolného silikonu, který neumožňuje dosáhnout tak vysokých teplot zařízení, jak bylo teoreticky možné při použití vysokoteplotních lepidel. Jeho výhodou naopak bylo, že byl ihned k dispozici v laboratoři, neboť už byl použit na utěsnění jiného termoakustického zařízení, a kde byla též ověřena jeho tepelná odolnost a výborná tažnost, která umožňuje mírnou dilataci mezi hliníkovými a skleněnými díly.

Základ	Silikon-acetát
Konzistence	Tixotropní pasta
Tepelná odolnost (dlouhodobě)	-60 až 260°C
Tepelná odolnost (krátkodobě)	-60 až 300°C
Pevnost v tahu	2,1 MPa
Tažnost	400%

Tabulka 3.1: Základní vlastnosti silikonového lepidla [5]

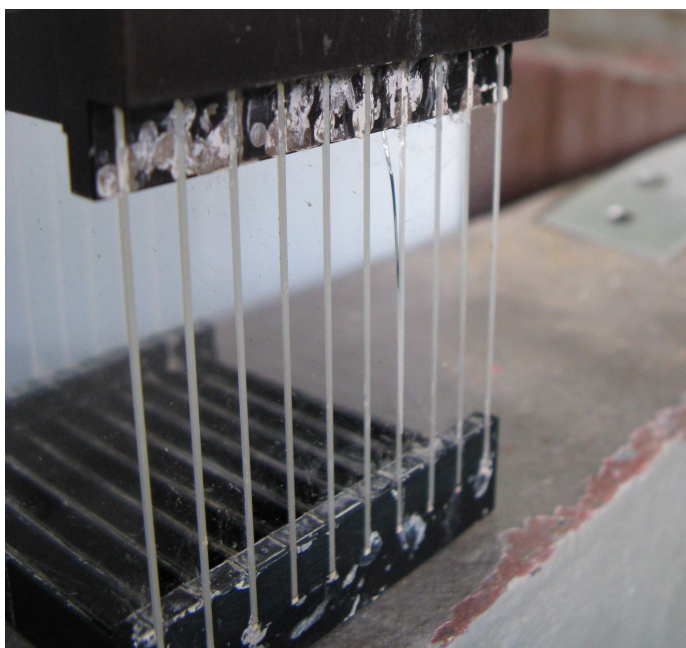
Další výhodou použití silikonu je fakt, že je možné toto lepidlo v případě potřeby poměrně snadno mechanicky odstranit. Zároveň má silikon velmi dobré těsnicí vlastnosti, což je v případě termoakustického zařízení velmi důležité.

Pro slepení lamel s jejich držáky však bylo nutné použít lepidlo jiné konzistence a hlavně s vyšší tepelnou odolností. Vzhledem k poměrně nízké pořizovací ceně a k vzhledem k dostupnosti maloobjemového balení byl na zkoušku zakoupen produkt

Promat K84. Což je lepidlo na bázi vodního skla, modifikované dodatečnými anorganickými plnivy. Používá se na speciální lepení v protipožární ochraně a vysokoteplotní technice.

Výroba a testování komponent

Odolnost stacku slepeného tímto lepidlem byla vyzkoušena v peci, při teplotě 300 °C. Výsledek byl pozitivní i přes fakt, že jedna lamela na okraji praskla, zřejmě v důsledku pnutí vysoké vrstvy hliníku, ze kterého je horní držák - chladič vyroben. Za provozu se totiž takto vysoké teploty na chladiči nevyskytují.



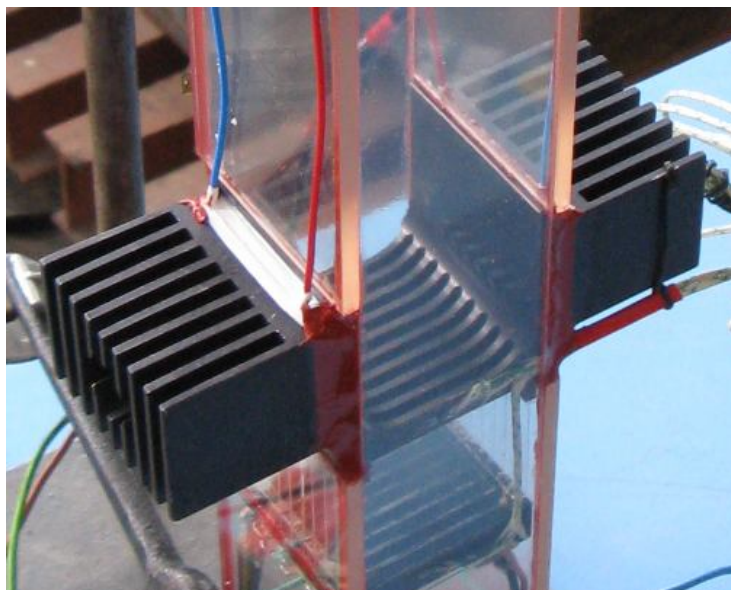
Obrázek 3.3: Stack bezprostředně po testu tepelné odolnosti lepidla

Protože je potřeba během průběhu experimentu vědět, jakou teplotu má teplá i chladná strana stacku, byly za tímto účelem vyrobeny dva termočlánky, které byly umístěny po straně stacku. Jeden pro teplý konec a jeden pro chladný. Vzhledem k dobré tepelné vodivosti hliníku lze předpokládat, že teplota naměřená těmito termočlánky platí víceméně pro celou plochu držáků stacku stejně.

Po slepení stacku a jeho umístění do trubky rezonátoru, bylo potřeba vyrobit a otestovat odporové topení. Pro jeho výrobu byl použit odporový drát o odporu 1,3 Ω/m . Pro topení byla vyrobena spájená konstrukce z měděného drátu, která byla v místě upevnění odporového drátu izolována stejným lepidlem, kterým byl

slepen stack. Odporový drát byl hadovitě navinut rovnoběžně s lamelami ve dvou patrech a k napájecímu vedení byl připevněn pomocí dutinek.

Napájecí vodiče byly tři a umožňovaly tak zapojení v režimu plného výkonu 60 W a v režimu polovičního výkonu, tj. 30 W při zachování stejné teploty odporového drátu. Připevnění odporového drátu ke konstrukci bylo provedeno taktéž pomocí lepidla použitého na slepení stacku. Toto lepidlo po zahřátí na provozní teplotu odporového drátu lehce nabobtná a zpórovatí, ovšem izolační a tepelné vlastnosti zůstávají ideální.



Obrázek 3.4: První testy kompletního zařízení

Hotové topení bylo umístěno pod dolní držák stacku a tato strana termoakustického zařízení byla zaslepena. Na horní držák stacku byly pomocí silikonu upevněny Peltierovy články, na které byla, pro lepší přestup tepla na stykových plochách, aplikována teplovodivá pasta. Na Peltierovy články pak byly stejným postupem připevněny chladiče. Tyto chladiče pocházely ze zásob laboratoře.

3.3 Testování funkčnosti a následný vývoj

Po prvním testu výše popsaného zařízení bylo zřejmé, že odvod tepla z chladičů Peltierových článků je nedostatečný. Po zapojení Peltierových článků sice došlo ke krátkodobému poklesu teploty na horní straně stacku, ta však po krátké době zase začala stoupat. Zřejmě vlivem nedostatečného odvodu tepla z chladičů.

Bylo tedy třeba zvýšit účinnost chlazení. Proto byly zakoupeny a nainstalovány dva ventilátory. Jejich účinnost byla navíc zvýšena použitím usměrňovacích ploch okolo chladičů.

Takto upravené chlazení dokázalo udržet teplotu na horní straně stacku na hodnotě téměř 10°C , a to i za chodu topení na plný výkon. Vzhledem k tomu, že kritický rozdíl teplot, určený ze vztahu (2.1.20), byl nižší, než ze vztahu vycházejícího ze vztahu (2.1.23), byla snaha dosáhnout tohoto rozdílu na experimentálním zařízení, aby byla ověřena platnost.

Byl tedy proveden test, jakého nejvyššího teplotního rozdílu je možno na stávajícím zařízení dosáhnout. Po nastavení maximálního proudu v odporovém drátu, tedy při výkonu 60W a se zapnutým chlazením pomocí Peltierových článků, bylo po ustálení dosaženo teplotního rozdílu 150°C . Tento rozdíl byl však menší, než potřebný kritický pro rozběh termoakustického zařízení, a proto byl i přes možnost poškození odporového topení i nadále zvyšován výkon, a to až na 90W . Zvýšením výkonu se podařilo zvětšit teplotní rozdíl až na $184,3^{\circ}\text{C}$, kdy došlo k destrukci topení, neboť se přepálila spojka odporového drátu s napájecím kabelem. I přes tuto destrukci, se nezdálo pravděpodobné, že by dosažený výkon stačil k dosažení potřebného teplotního rozdílu.

Následkem tohoto bylo rozhodnuto zvýšit výkon topení a vzhledem ke konstrukci stacku, která byla kompromisem mezi vhodnými vlastnostmi pro termoakustický jev a vhodnými vlastnostmi pro měření holografickou interferometrií, bylo rozhodnuto přidat na otevřený konec rezonátoru reproduktor, a tím termoakustický jev navíc budit.

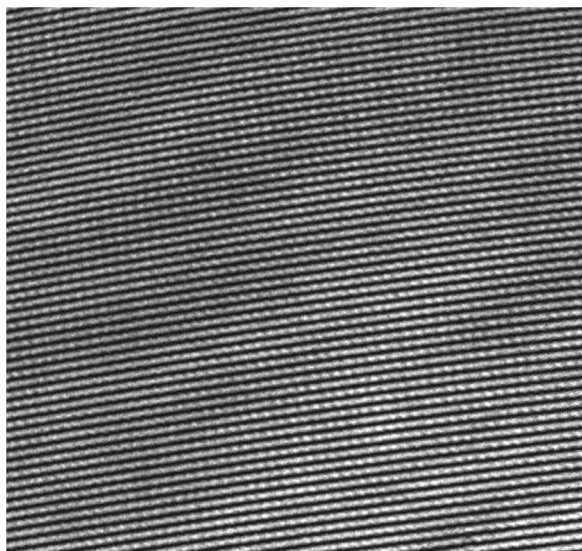
Po těchto nezbytných úpravách a několika dalších provozních pokusech bylo možno přistoupit k samotnému měření teplotního pole uvnitř stacku pomocí holografické interferometrie.

3.4 Testování holografické interferometrie

V laboratoři laserového měření Fakulty mechatroniky, která spolupracuje s Katedrou energetických zařízení, bylo sestaveno optické měřicí zařízení pro holografickou interferometrii. Vše bylo nastaveno a kalibrováno, bohužel však bez termoakustického zařízení. Po vložení zařízení do dráhy laserových paprsků bylo

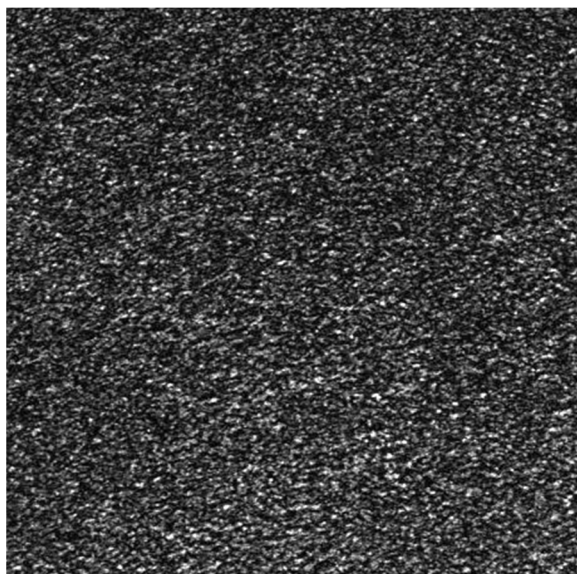
zjištěno, že skla dodaná na výrobu tohoto zařízení nemají povrch dokonale hladký, a tudíž mají v různém místě různý index lomu.

Na následujícím obrázku jsou vidět interferenční proužky, bez vloženého experimentálního zařízení. Proužky jsou jasně zřetelné.



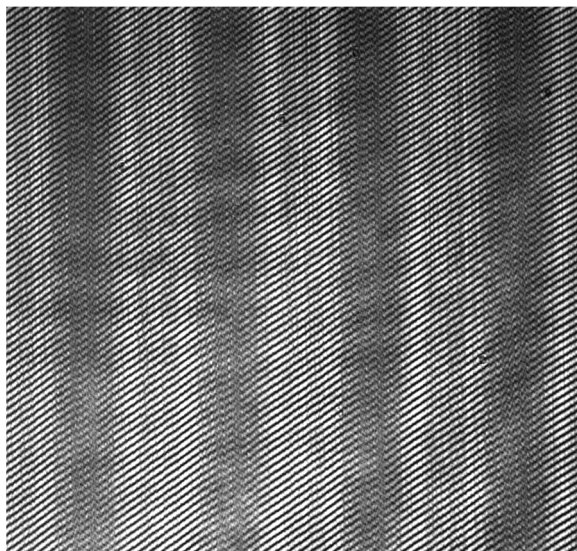
Obrázek 3.5: Interferenční proužky bez vloženého objektu

Následující obrázek pak zobrazuje, co se stalo s interferenčními proužky po vložení termoakustického zařízení do laserového paprsku. Interferenční proužky jsou úplně rozloženy.



Obrázek 3.6: Interferenční proužky po vložení termoakustického zařízení

Následně bylo provedeno přestavění měřicího optického obvodu, ze kterého byl odstraněn rozšiřovač svazku, avšak výsledek byl obdobný. Bylo tedy nutné sehnat náhradu za vadná skla a vyměnit je. Jako náhrada byla zakoupena obyčejná skla ve sklenářství, shodných rozměrů jako původní. Ta byla vyjmuta a byla odeslána k výrobcí na přeleštění.



Obrázek 3.7: Interferenční proužky po vložení termoakustického zařízení (nová skla)

Další pokus, už s novými provizorními skly dopadl dobře, interferenční proužky byly zřetelné. Na předchozím obrázku jsou zřetelně vidět nejen interferenční proužky, ale i lamely stacku (tmavší oblasti) a mezery mezi nimi (světlejší oblasti).

Bylo tedy přistoupeno k oživení termoakustického zařízení. Následně bylo zjištěno, že ventilátory vnášejí do měření svým chvěním nepřípustnou chybu a byly tedy v průběhu měření vypnuty, a z toho důvodu i Peltierovy články. Pokud neprobíhalo měření, bylo chlazení zapnuto a byl tak dočasně zvýšen teplotní rozdíl mezi teplým a chladným koncem stacku.

Během těchto pokusů bylo dále zjištěno, že je měření ovlivňováno konvekcí teplého vzduchu, ohřívaného poblíž topení skrz stěny rezonátoru.

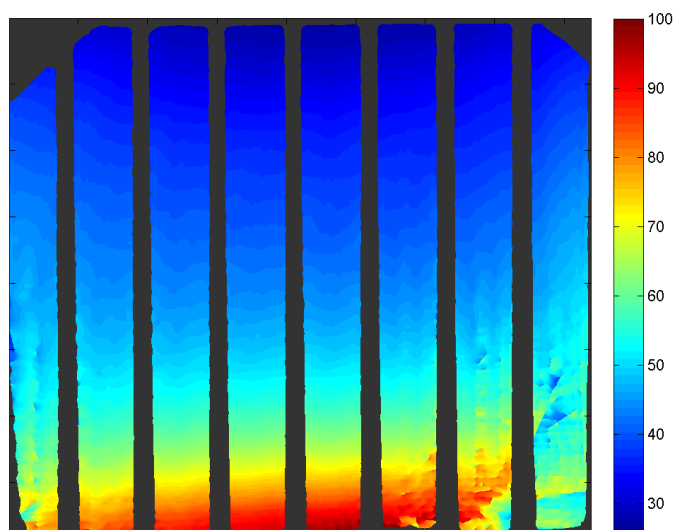
3.5 Měření teplotního pole bez buzení

Prvním krokem, po uvedení zařízení do provozuschopného stavu, bylo měření teplotního pole, bez buzení reproduktorem, toto bylo provedeno pro několik teplotních rozdílů.

Číslo měření	Teplota chladiče [°C]	Teplota topení [°C]	Rozdíl teplot [°C]
1	25,1	57,0	31,9
2	25,4	65,8	40,4
3	25,7	75,2	49,5
4	26,2	85,8	59,6
5	27,1	96,0	68,9
6	28,1	105,5	77,4

Tab. 3.2: Naměřené teploty

Na následujícím obrázku je možno vidět vyhodnocený snímek z 5. měření, kde je v pravé části zachycen klesající studený vzduch:



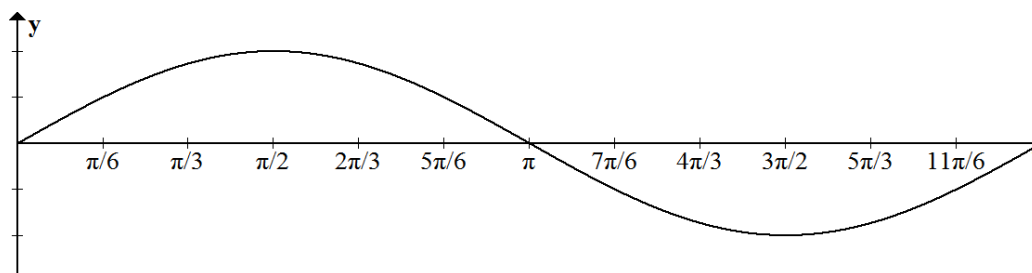
Obrázek 3.8: Teplotní pole bez buzení

Všechny snímky z tohoto měření, jsou k dispozici v příloze č. 1 - teplotní pole bez reproduktoru.

Účelem tohoto měření, bylo zjistit, zdali je holografický interferometr správně nastaven a zdali poskytuje použitelné snímky teplotního pole.

3.6 Měření teplotního pole s buzením

Následně bylo možné přistoupit k měření termoakustického zařízení se zapnutým buzením, a to při několika výkonech topení. Jelikož snímací kamera umožňuje synchronizaci s budícím signálem, bylo provedeno proměření ve dvanácti místech amplitudy vlnění, počínaje nulou a konče $\frac{11}{6}\pi$, jak je znázorněno na následujícím obrázku:



Obrázek 3.9: Umístění snímků podél akustické vlny

Budící frekvence byla nastavena na stejnou hodnotu, jaká byla vypočtena pomocí výpočtového modulu v Microsoft Excel, a to 180,15 Hz. Vzhledem k malému výkonu reproduktoru v tomto pásmu, byl změněn průběh budícího signálu reproduktoru na obdélníkový. Vzhledem k typu reproduktoru se lze domnívat, že tento průběh nebyl reproduktorem dodržen a budící signál vysílaný reproduktorem do zařízení tedy obdélníkový průběh neměl. Amplituda budícího signálu pro reproduktor byla 5 V_{pp}. Teplota při záznamu referenčního snímku byla 23,6 °C, a to jak na chladném konci, tak na teplém konci stacku.



Obrázek 3.10: Detailní pohled na stack prosvícený laserem a jeho odraz

Následně bylo provedeno měření teplotního pole holografickou interferometrií, a to za výkonu topení 10 W, 15 W, 20 W a 25 W. Vždy se zapnutým buzením, a tedy pro dvanáct míst amplitudy. V následující tabulce jsou uvedeny dosažené teploty pro jednotlivé výkony topení a jednotlivá měření:

	10 W		15 W		20 W		25 W	
Místo	$T_C[^\circ\text{C}]$	$T_H[^\circ\text{C}]$	$T_C[^\circ\text{C}]$	$T_H[^\circ\text{C}]$	$T_C[^\circ\text{C}]$	$T_H[^\circ\text{C}]$	$T_C[^\circ\text{C}]$	$T_H[^\circ\text{C}]$
0π	25,0	62,1	28,2	87,2	30,8	94,7	37,2	117,2
$1/6\pi$	25,2	62,5	28,5	87,3	31,0	95,1	37,3	117,4
$2/6\pi$	25,3	62,8	28,8	87,4	31,3	95,4	37,5	117,5
$3/6\pi$	25,5	63,2	29,2	87,6	31,5	95,8	37,6	117,7
$4/6\pi$	25,6	63,5	29,5	87,7	31,7	96,2	37,7	117,8
$5/6\pi$	25,8	63,9	29,8	87,8	31,9	96,5	37,8	118,0
$6/6\pi$	25,9	64,2	30,1	87,9	32,2	96,9	38,0	118,1
$7/6\pi$	26,1	64,6	30,4	88,0	32,4	97,2	38,1	118,3
$8/6\pi$	26,2	64,9	30,7	88,1	32,6	97,6	38,2	118,4
$9/6\pi$	26,4	65,3	31,1	88,3	32,8	98,0	38,3	118,6
$10/6\pi$	26,5	65,6	31,4	88,4	33,1	98,3	38,5	118,7
$11/6\pi$	26,7	66,0	31,7	88,5	33,3	98,7	38,6	118,9

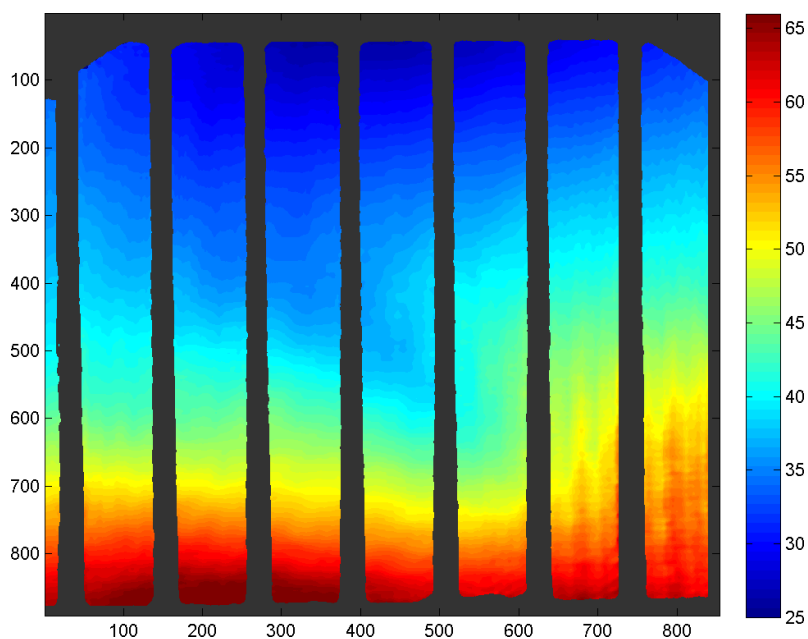
Tabulka 3.3: Teploty teplého a chladného konce stacku v průběhu měření

Podle teorie, by se měly projevit změny tlaku vyvolané buzením také na teplotním poli, které by mělo kmitat taktěž s frekvencí 180,15 Hz. Nastavení experimentu předpokládalo, že tyto oscilace budou na snímcích zachyceny.

Kamera použitá pro zachycení interferometrických snímků však zvládá zachytit pouze maximálně 6,5 snímku za sekundu, a proto nebylo možné zachytit všechny snímky v průběhu jedné periody. Proto byla provedena její synchronizace s budícím signálem a kamera tedy vždy vyfotila snímek na definovaném místě právě probíhající periody a další snímek byl pořízen až v některé z period následujících.

Aby se předešlo rušení od ventilátorů, byly po dobu měření vypnuty. Z toho důvodu lze v předchozí tabulce vysledovat, že teplota chladného konce stacku v průběhu měření postupně roste. Stejně tak postupně roste i teplota teplého konce, neboť dosažení ustálené teploty bez použití regulace je velmi časově náročné.

Vyhodnocené snímky pro výkon 10 W jsou k nahlédnutí v příloze 2, pro výkon 15 W v příloze 3, pro výkon 20 W v příloze 4 a pro výkon 25 W v příloze 4. Následující ilustrační snímek je z měření při výkonu 10 W ve vzdálenosti $5/6\pi$ od začátku periody při teplotě chladného konce 25,8 °C a teplotě teplého konce 63,9 °C:



Obrázek 3.11: Teplotní pole při výkonu topení 10 W při vzdálenosti $5/6\pi$

Struktura v pravé části snímku velmi připomíná stoupající proud teplého vzduchu. I na některých dalších snímcích lze vysledovat struktury podobající se této. Naopak pozorovatelný posun teplotního pole, jako důsledek buzení nelze z pořízených snímků vysledovat.

Pro další vyhodnocení byla pro každou hodnotu výkonu topení vytvořena ze snímků videa (v příloze na CD). Ani po prozkoumání těchto videí není možné prokázat, zdali se během měření termoakustický jev podařilo vyvolat, nebo ne.

4 Závěr

Možnost ověřit teoretický popis termoakustického jevu, který nastává uvnitř stacku uvnitř termoakustického zařízení měřením teplotního pole, je velmi zajímavá.

Na Technické univerzitě v Liberci, již bylo holografickou interferometrií měřeno teplotní pole nad a pod stackem, ale dosud nikdy přímo uvnitř.

Stack je srdcem většiny termoakustických zařízení. Vizualizace termoakustického jevu uvnitř stacku pomocí holografické interferometrie s sebou bohužel nese mnoho omezení při konstrukci tohoto klíčového komponentu, což se pak negativně projevuje na účinnosti celého zařízení.

Ve své podstatě funguje termoakustický motor takřka vždy, jen je potřeba vytvořit mezi teplým a chladným koncem stacku dostatečný teplotní rozdíl. Vždyť právě takto byl termoakustický jev, v podobě znějící píšťaly sklářů, objeven.

Vzhledem k omezením z důvodu měření holografickou interferometrií a omezením způsobeným konstrukčními materiály, je kritický rozdíl teplot potřebný pro chod vyrobeného měřicího zařízení, v režimu motoru příliš velký.

Z toho důvodu bylo přistoupeno k jeho přestavbě na tepelné čerpadlo, která spočívala v přidání reproduktoru na otevřený konec. Tímto krokem se navíc vyřešila synchronizace s kamerou zaznamenávající interferometrické snímky.

Z měření, která proběhla, se zatím nepodařilo zjistit souvislost mezi zachyceným teplotním polem a buzením pomocí reproduktoru. Buď během měření termoakustický jev nenastal, nebo nastal, ale byl tak slabý, že se ztratil mezi dalšími typy přenosu tepla.

I přes mnoho konstrukčních problémů a vad a nedodání dílů odpovídajících výkresu, bylo na tomto zařízení zjištěno mnoho cenných poznatků, jak postupovat v konstrukci do budoucna. Během stavby také bylo odzkoušeno několik technologických postupů a konstrukčních řešení, použitelných pro další vývoj.

Mezi vhodné konstrukční úpravy jistě patří otočení stacku tak, aby lamely byly rovnoběžně s plochami pro upevnění chladiče (tak jak bylo na původním návrhu),

neboť jejich umístění napříč znemožňuje aplikaci účinnějšího chlazení, které by pak bránilo ve výhledu.

Další úprava úzce související s předchozí je pak výměna chlazení vzduchem za chlazení vodou, které nebude do zařízení přenášet vibrace a nebude tak znehodnocovat měření.

Aby bylo možné v rozumném čase dosahovat konstantních teplot na chladném i teplém konci, bylo by vhodné vybavit topení i chlazení alespoň základní regulací, která umožní rychlý náběh na žádanou teplotu a hlavně její udržování.

Mezi nejdůležitější úpravy pak jistě patří úprava konstrukce stacku tak, aby měl vyšší účinnost. Optimální rozteč lamel je podle teoretických vztahů 0,4 mm, což je desetkrát méně, než je současný stav. To by ale znemožnilo měřit teplotní pole holografickou interferometrií. Další možností je zkrátit stack podél lamel. To ale zase znamená významné zmenšení plochy pro upevnění chladiče (pokud tedy bude stack natočen podél).

Poslední možností, jak zvýšit účinnost celého zařízení, je výměna pracovního plynu za vhodnější, například helium a zvýšení jeho tlaku.

V každém případě určitě není identifikace teplotního pole uvnitř stacku pomocí holografické interferometrie nedosažitelný cíl. K jeho dosažení však ještě vede dlouhá cesta plná kompromisů, které je třeba vhodně zvolit, a překážek, které je potřeba překonat.

5 Literatura

- [1] Swift G., W.: Thermoacoustic engine, JASA, Vol. 84, No. 4, 1988
- [2] Garret Steven L.: Thermoacoustics Engines and Refrigerators, The 4th International Meeting of Advances in Thermofluids, Melaka, Malaysia - 3rd & 4th October, 2011
- [3] Rieger, F., Šesták, J.: Přenos hybnosti, tepla a hmoty, Vydavatelství ČVUT, Praha, 1996
- [4] Vít Lédl, Tomáš Vít, Roman Doleček, Pavel Psota: Digital holographic interferometry used for identification of 2d temperature field, Experimental Fluid Mechanics 2010 Liberec 24th-26th November 2010
- [5] Technický list 04.53, Gasket Sealant, Den Braven Czech and Slovak a.s., Říjen 2010
- [6] David G. Holmberg, G. S. Chen, Thermal modeling and performance analysis of a thermoacoustic refrigerator, Institute of Applied Mechanics, National Taiwan University, May 2003
- [7] URL: <http://www.lanl.gov/thermoacoustics/> [cit. 15. 4. 2013]
- [8] URL: <http://ottp.fme.vutbr.cz/users/pavelek/optika/1300.htm> [cit. 19. 5. 2013]
- [9] URL: <http://www.unews.utah.edu/old/p/053007-1.html> [cit. 3. 5. 2013]
- [10] URL: <http://www.holografia.wz.cz> [cit. 19. 5. 2013]

6 Seznam použitých symbolů

a	$[m/s]$	Rychlost zvuku v tekutině
c_p	$[J/kg \cdot K]$	Měrná izobarická tepelná kapacita tekutiny
COP	$[-]$	Topný faktor
COP_C	$[-]$	Carnotův topný faktor
K	$[W/m \cdot K]$	Tepelná vodivost tekutiny
l	$[m]$	Délka oblasti
n	$[-]$	Index lomu
p	$[Pa]$	Tlak
p_A	$[Pa]$	Akustický tlak
P_A	$[Pa]$	Amplituda tlaku
p_1^s	$[Pa]$	Proměnná složka akustického tlaku stojaté vlny
p_m	$[Pa]$	Střední tlak
\dot{q}_2	$[J/m^2 \cdot s]$	Měrný tepelný tok za čas (veličina druhého řádu)
\dot{Q}_2	$[J/s]$	Celkový tepelný tok za čas
\dot{Q}_C	$[J/s]$	Tepelný tok za čas (chladný konec)
\dot{Q}_H	$[J/s]$	Tepelný tok za čas (teplý konec)
s_1	$[J/m^2 \cdot K]$	Měrná entropie
t	$[s]$	Čas
T	$[K]$	Teplota
T_1	$[K]$	Proměnná složka teploty
T_C	$[K]$	Teplota chladného konce
T_H	$[K]$	Teplota teplého konce
T_m	$[K]$	Střední teplota
u	$[m/s]$	Rychlost
u_A	$[m/s]$	Akustická rychlost
u_1^s	$[m/s]$	Proměnná složka akustické rychlosti stojaté vlny
\dot{w}	$[J/m^2 \cdot s]$	Měrná práce za čas
\dot{W}	$[J/s]$	Práce za čas
β	$[K^{-1}]$	Součinitel teplotní roztažnosti
γ	$[-]$	Poissonova konstanta
Γ	$[-]$	Poměr gradientů
δ_K	$[m]$	Tepelná penetrační hloubka
Δo	$[m]$	Rozdíl optických drah
ΔS	$[-]$	Změna interferenčního řádu
η	$[-]$	Účinnost
η_C	$[-]$	Carnotova účinnost
η_M	$[-]$	Účinnost motoru
κ	$[m^2/s]$	Tepelná difuzivita tekutiny
λ	$[m]$	Vlnová délka

λ^*	$[m/rad]$	Radiánová vlnová délka
Π	$[m^2]$	Plocha lamely
ρ	$[kg/m^3]$	Měrná hmotnost
ρ_m	$[kg/m^3]$	Střední měrná hmotnost
ω	$[rad/s]$	Úhlová rychlost
∇T_m	$[K]$	Střední teplotní gradient
∇T_{crit}	$[K]$	Kritický teplotní gradient